

Institut für Plasmaphysik
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
des Landes Nordrhein-Westfalen

**UNTERSUCHUNG DES AUFBAUES EINER ELEKTRODENLOSEN
RINGENTLADUNG MIT HILFE VON MIKROWELLEN**

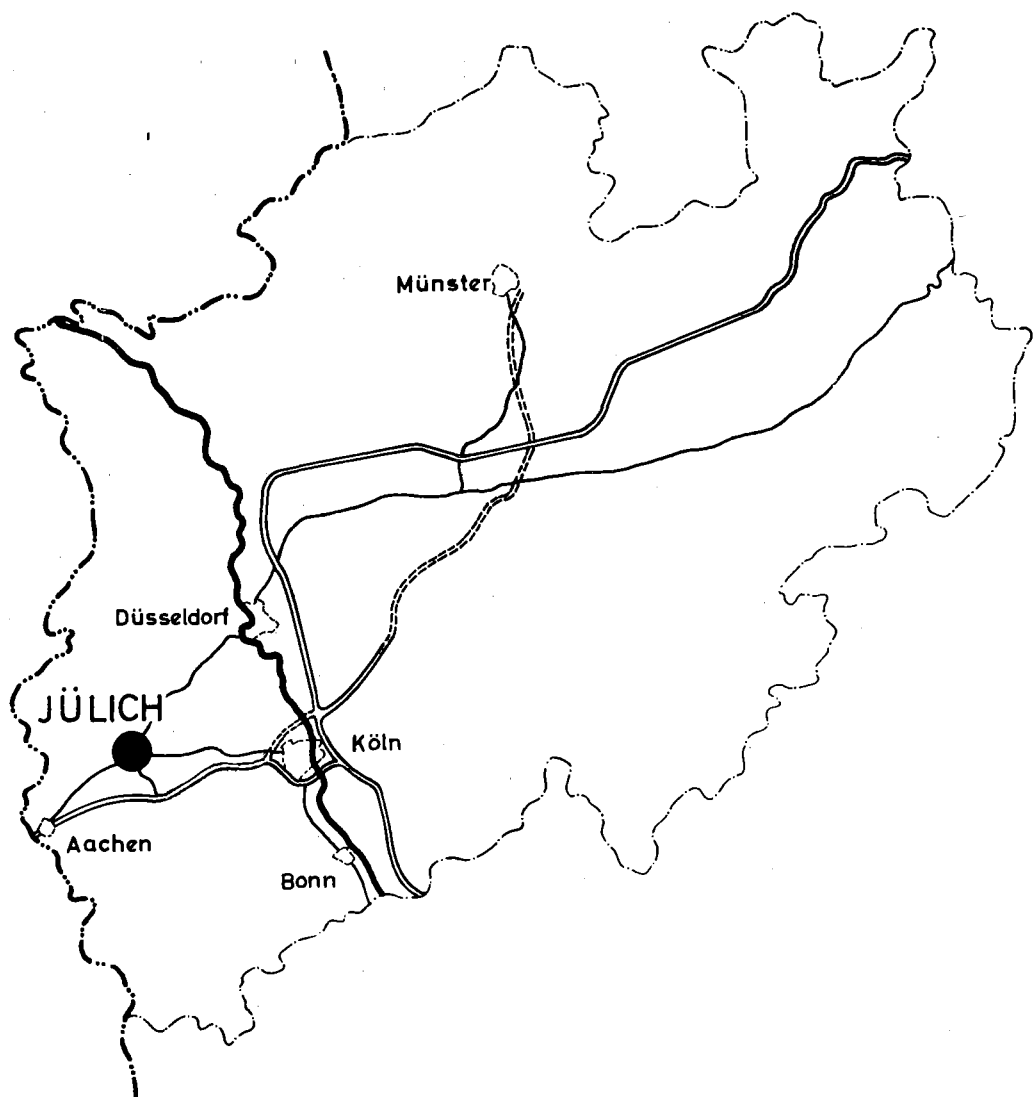
von

H. Beerwald

JÜl - 33 - PP

Januar 1962

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 33

Institut für Plasmaphysik Jül – 33 – PP

Dok.: HYDROGEN-IONISATION * DK 537.525.72.07: 535.853.4-14

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

**UNTERSUCHUNG DES AUFBAUES EINER ELEKTRODENLOSEN
RINGENTLADUNG MIT HILFE VON MIKROWELLEN**

von

H. Beerwald

UNTERSUCHUNG DES AUFBAUES EINER ELEKTRODENLOSEN RINGENTLADUNG MIT HILFE VON MIKROWELLEN

H. Beerwald*

Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich / Germany

ABSTRACT

The growth of electron density of a damped electrodeless ring discharge in Hydrogen is investigated by means of a microwave-interferometer. The influence of RF-preionisation and superposed static magnetic field is studied. It is concluded that the electron density grows stepwise when the magnetic field is near to zero.

1. EINLEITUNG

Elektrodenlose Ringentladungen haben in der letzten Zeit Bedeutung gewonnen für die Erzeugung von Plasmen hoher Energiedichten. Solche Ringentladungen werden durch induzierte elektrische Felder erzeugt. Befindet sich das Gas im Innern der induzierenden Spule, so ist es zusätzlich einem zum elektrischen Feld senkrechten Magnetfeld ausgesetzt.

Angeregt durch die Arbeiten von E. Hintz zur Aufheizung eines Plasmas durch schnelle magnetische Kompression wird eine solche Ringentladung in Wasserstoff mit Hilfe von Mikrowellen untersucht.

*Vorgetragen auf der V. Internationalen Konferenz über Ionisationsphänomene in Gasen, München 1961

2. ANORDNUNG DES VERSUCHES

Das Prinzip des Versuchsaufbaues zeigt Fig. 1. Das Entladungsgefäß liegt im Innern von zwei Kupferringen, die als Helmholtzspule angeordnet sind. Ein niederinduktiver Kondensator wird mit Hilfe eines Trigatron-Schalters über diese Kupferringe entladen. Hierbei wird im Entladungsgefäß eine Ringspannung induziert, die ausreicht, um das Gas zu ionisieren.

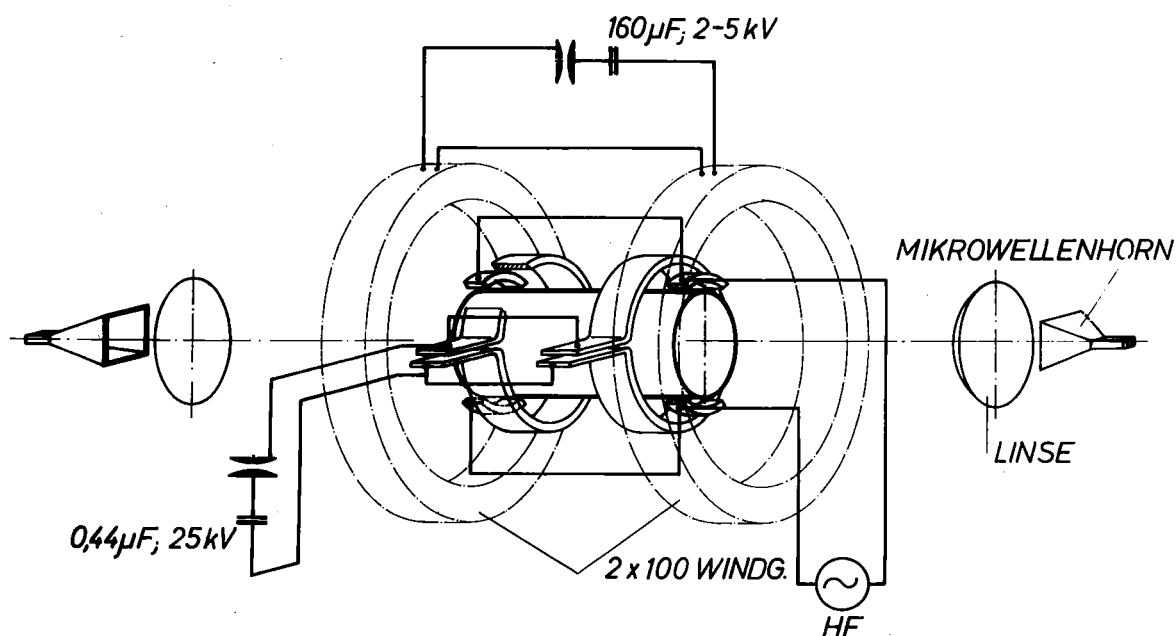


Fig. 1
Versuchsaufbau

Die Vorionisation wird mit einem Röhrengenerator vorgenommen. Zu diesem Zweck sind an den Enden des Gefäßes Außenelektroden angebracht. Der Entladung kann ein zusätzliches nahezu konstantes Magnetfeld überlagert werden. Hierfür sind zwei große Magnetfeldspulen angeordnet, die durch eine Kondensatorbatterie großer Kapazität gespeist werden. Die Eigenfrequenz dieses Kreises ist klein gegen die des Ent-

ladungskreises. Der schnelle Entladungskreis wird getriggert, wenn das gewünschte Magnetfeld erreicht ist. Die Daten der Anordnung sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Entladungsgefäß:

Material	Quarz
Durchmesser	6 cm
Länge	6 cm

Entladungskreis:

Kapazität	0,44 μF
Eigenfrequenz	0,71 MHz
Durchmesser der Kupferringe	9 cm
mittlerer Abstand der Kupferringe	4,5 cm
maximales Magnetfeld	4 000 A/cm
maximale Spannung an der Spule	14 kV
maximale Umfangsspannung an der Gefäßwand	4 kV

Magnetfeldkreis:

Eigenfrequenz	140 Hz
Einstellbares Magnetfeld	200 - 8 000 A/cm

3. BESTIMMUNG DER ELEKTRONENDICHTE ¹⁾

Fig. 2 zeigt das Mikrowelleninterferometer. Die über den Nebenarm laufende Welle wird gedämpft, um das Interferometersignal weitgehend unabhängig von den durch die Entladung verursachten Amplitudenschwankungen zu machen.

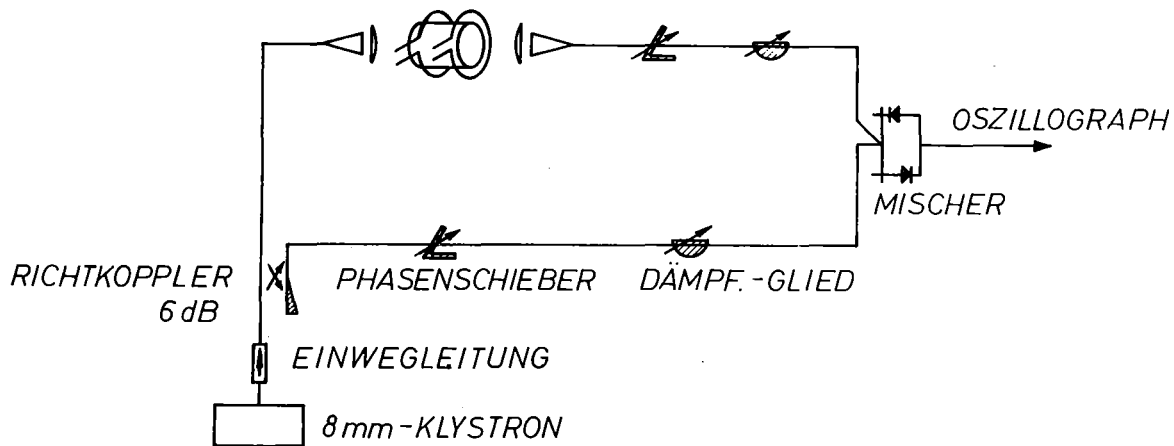


Fig. 2

Mikrowelleninterferometer

Da sich während der Entladung das Plasma im Magnetfeld befindet, muß geprüft werden, inwieweit die Dispersionsformel für das magnetfeldfreie Plasma

$$\sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}$$

$$\frac{\omega_p}{\omega} = \frac{\text{Plasmafrequenz}}{\text{Meßfrequenz}}$$

ϵ = Dielektrizitätskonstante

anwendbar ist.

Ist ein Magnetfeld vorhanden, so lautet die Dispersionsbeziehung für zirkularpolarisierte Wellen:

$$\sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \mp \frac{1}{\omega_L} \frac{\omega}{\omega}} \quad ; \quad \frac{\omega_L}{\omega} = \frac{\text{Elektronenlamorffrequenz}}{\text{Meßfrequenz}}$$

Das Minuszeichen gilt für die außerordentliche, das Pluszeichen für die ordentliche Welle.

Breitet sich eine linearpolarisierte Welle in einem Plasma im Magnetfeld aus, so dreht sich die Polarisationssebene wegen der unterschiedlichen Phasengeschwindigkeit ihrer beiden zirkularpolarisierten Komponenten.

Man erhält für die Komponenten E_y einer zu Anfang in der Y-Z-Ebene polarisierten Welle:

$$E_y = E_0 \cdot \cos\left(\frac{\omega}{c} \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{2} \cdot Z\right) \cdot \sin\left(\frac{\omega}{c} \frac{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}}{2} \cdot Z - \varphi\right)$$

ω = Kreisfrequenz der Welle, $c = 3 \times 10^{10}$ cm/s

φ = Phasenkonstante

$$\epsilon_1 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\omega_L}{\omega}} \quad ; \quad \epsilon_2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{1}{1 - \frac{\omega_L}{\omega}}$$

Wenn $\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2} \ll \sqrt{\epsilon_1} = \sqrt{\epsilon_2}$, so ist die Phasengeschwindigkeit der Y-Komponente durch den mittleren Brechungsindex $\frac{(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2})}{2}$ bestimmt.

Die Fig. 3 zeigt den mittleren Brechungsindex als Funktion der Elektronendichte für verschiedene Magnetfeldstärken. Bei dem vorliegenden Experiment treten Magnetfelder bis zu 4 000 A/cm auf, entsprechend $\omega_L / \omega \leq 0,4$. Vernachlässigt man das Magnetfeld bei der Interferometermessung, so ist hierbei der Fehler kleiner als 25 %.

Die durch die Drehung der Polarisationssebene verursachte Amplitudenschwankung stört die Interferometermessung erst bei einer Drehung von etwa 70° .

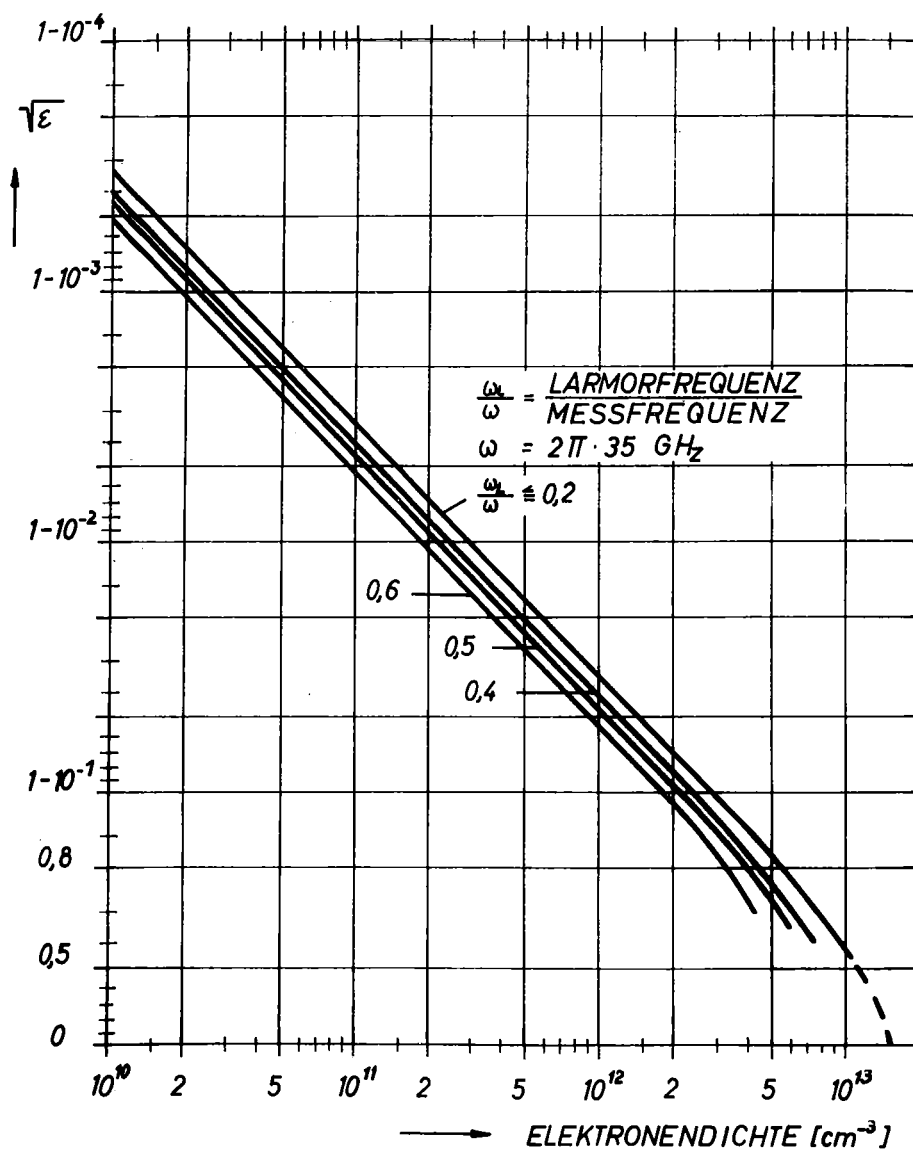


Fig. 3

Mittlerer Brechungsindex als Funktion der Elektronendichte für verschiedene Magnetfeldstärken.

4. BISHERIGE ERGEBNISSE

4.1 Entladungen ohne Vorionisierung und ohne Magnetfeld.

Die Fig. 4 zeigt ein Interferometerszillogramm mit Auswertung und dem zugehörigen Magnetfeld- und Spannungsverlauf.

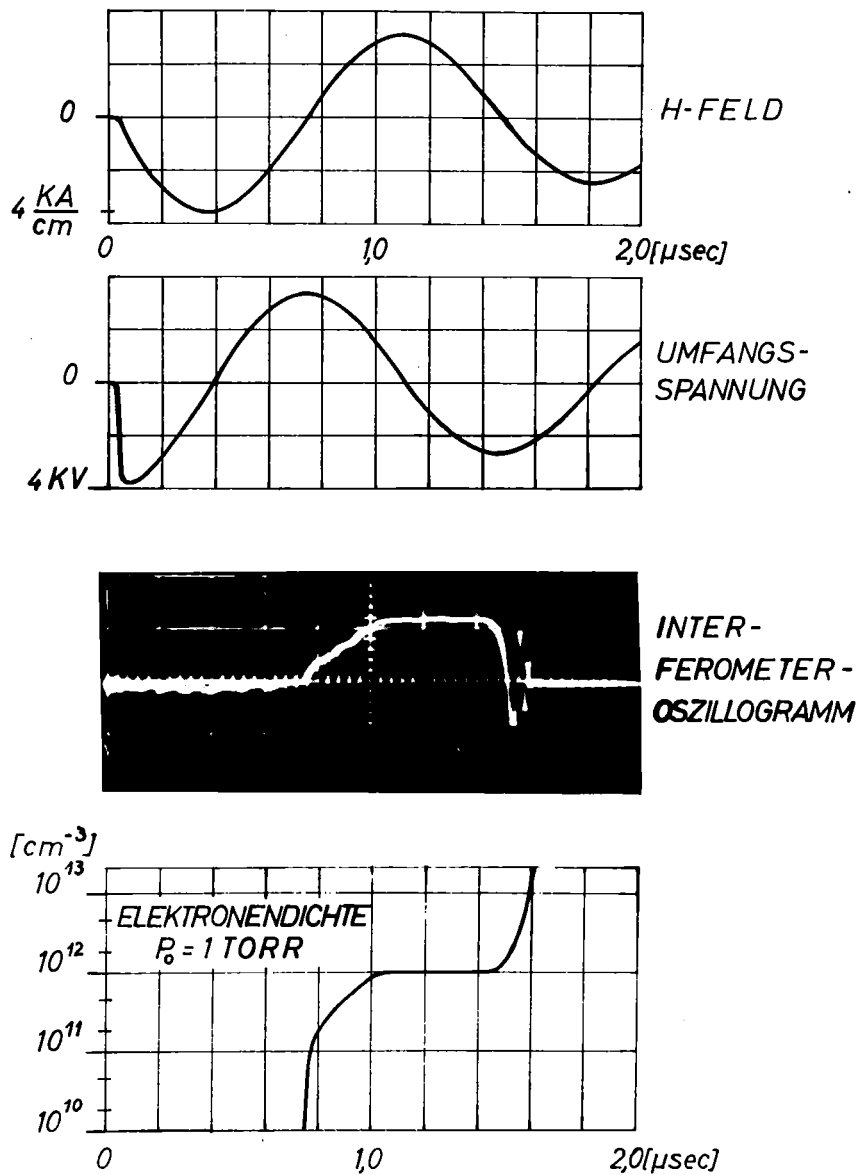


Fig. 4

Interferometeroszillogramm mit Auswertung und dem zugehörigen Magnetfeld- und Spannungsverlauf.

Fig. 5 zeigt eine Meßserie, bei der der Druck variiert wurde. In den Bereichen, in denen das Magnetfeld klein ist, beobachtet man ein starkes Anwachsen der Elektronendichte. Hier verdoppelt sich die Elektronendichte in einigen 10^{-8} s. Diese Zeiten liegen in der erwarteten Größenordnung, wenn man die in (2) angegebenen Wirkungsquerschnitte für

Ionisation durch Elektronen zugrunde legt.

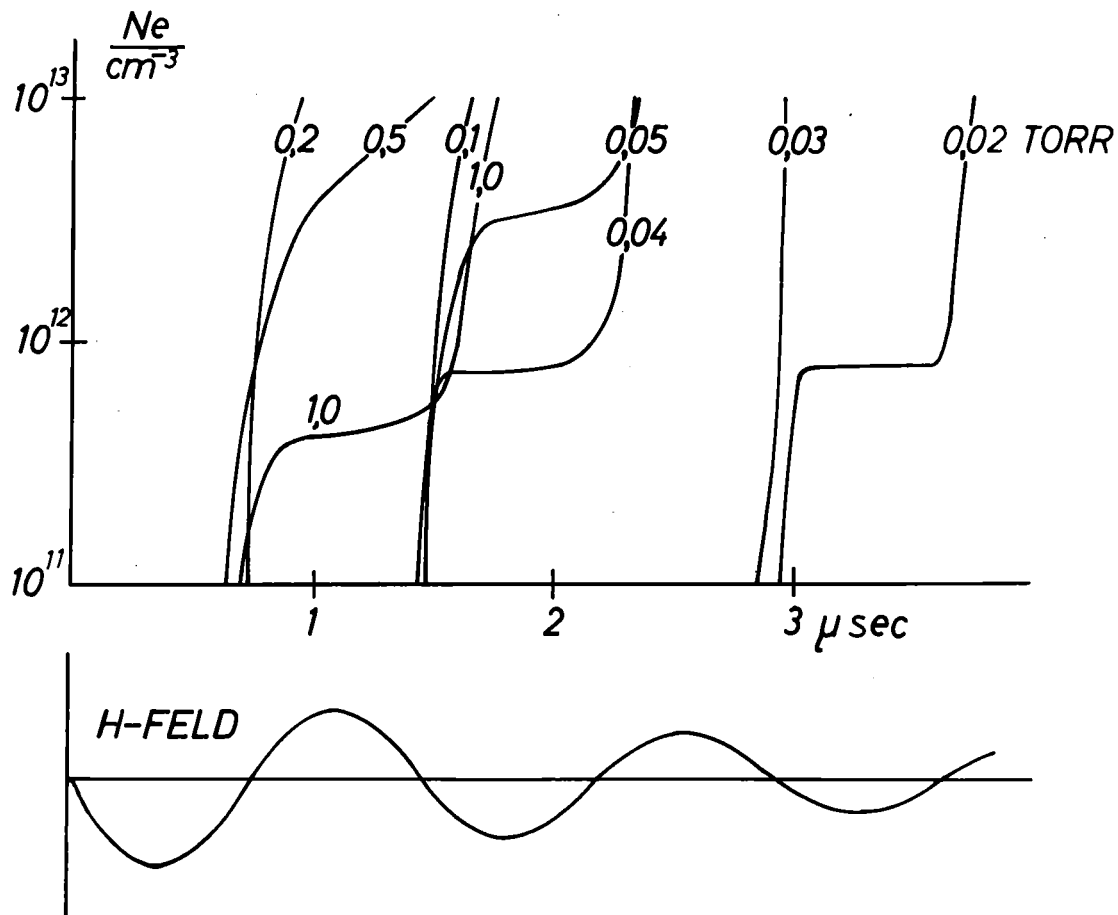


Fig. 5

Verlauf der Elektronendichte bei verschiedenen Drucken einer Meßreihe

In den Bereichen starken Magnetfeldes wird das Anwachsen der Elektronendichte gehemmt. Dies ist verständlich, da die Endgeschwindigkeit eines Elektrons im gekreuzten elektrischen und magnetischen Feld $V_{\text{max}} = 2 E/B$ ist. Daher erreichen die Elektronen nicht mehr die Energie, welche nötig ist, um weitere Neutralteilchen zu ionisieren.

Die Elektronen können dennoch höhere Energien aufnehmen, wenn

1. die Gyration durch Stöße gestört wird, was bei hohen Drucken eintritt,
2. die Gyration durch Raumladungsfelder gestört wird, was bei hohen Elektronendichten eintritt³⁾⁴⁾.

In Fig. 5 erkennt man, daß das Anwachsen der Elektronendichte im

Magnetfeld weniger gehemmt wird, wenn Druck und Elektronendichte hoch sind.

4.2 Einfluß der HF-Vorionisierung

Durch HF-Vorionisierung konnten die Durchläufe der Elektronendichte durch den Meßbereich um beliebig viele Halbwellen zum Anfang hin verschoben werden. Daraus kann man schließen, daß die Elektronendichte vom Entladungsbeginn an jeweils stufenweise in den Bereichen kleinen Magnetfeldes ansteigt.

4.3 Einfluß eines überlagerten Magnetfeldes

Wird der Entladung ein konstantes Magnetfeld überlagert, so verschieben sich die Nulldurchgänge des Feldes. In Fig. 6 sieht man, wie sich dementsprechend die Dichteanstiege verschieben. Aus den Oszillogrammen A und B der Figur 7 erkennt man nur eine Verschiebung des ersten Anstieges. Der zweite Anstieg, der mit einer höheren Elektronendichte beginnt, wird kaum noch durch das Magnetfeld beeinflusst.

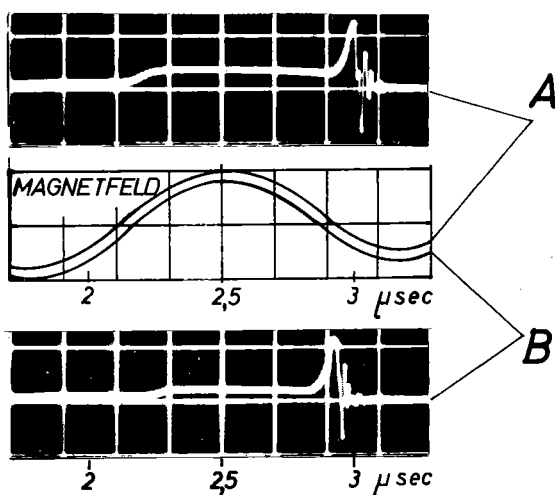


Fig. 6

Interferogramme
A mit überlagertem Magnetfeld
B ohne überlagertes Magnetfeld
 $P = 0,03$ Torr

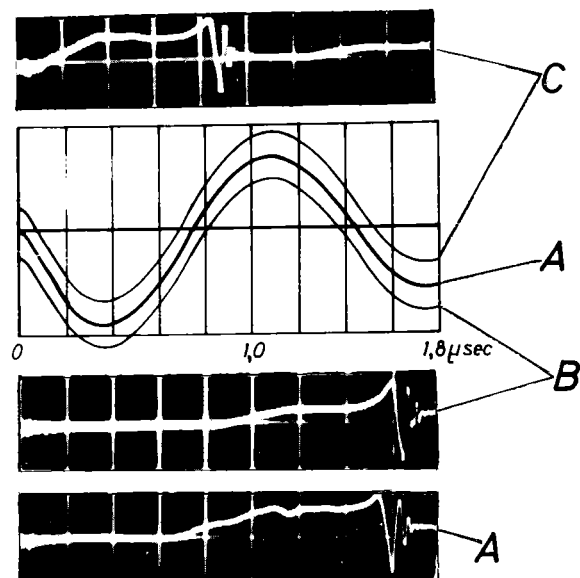


Fig. 7

Interferogramme
A ohne überlagertem Magnetfeld
B mit überlagertem parallelem Feld
C mit überlagertem antiparallelem Feld
 $P = 1$ Torr

Durch ein überlagertes Magnetfeld, dessen Richtung entgegengesetzt dem Feld der ersten Halbwelle der Entladung ist, kann der Dichteanstieg zu Beginn der Entladung begünstigt werden. Diesen Fall zeigt das Oszillogramm C der Fig. 7. Wegen des endlichen Spannungsanstiegs beim Einschalten der Entladung wird eine größere Umfangsspannung erst in einem stärkeren Eigenmagnetfeld erreicht. Das antiparallele Magnetfeld verschiebt den Nulldurchgang des Magnetfeldes in einen Bereich hoher Umfangsspannung. Die erforderliche Stärke des antiparallelen Magnetfeldes wird bestimmt durch die Anstiegszeit der Umfangsspannung.

Im vorliegenden Versuch ist die Anstiegszeit etwa 5×10^{-8} s; diese Verschiebung wird durch ein antiparalleles Feld von etwa 1 000 A/cm bewirkt.

E. Hintz und Dr. H.L. Jordan danke ich für Anregung und Unterstützung der Arbeit.

LITERATUR

- 1) C.B. Wharton, UCRL - 4836, Microwave Diagnostics for Controlled Fusion Research
- 2) W.L. Fite, Proc. of the Sec. United Nations Internat. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 32, Geneva 1950 S. 407
- 3) H.A.B. Bodin, T.S. Green, G.B.F. Niblett, N.J. Peacock, Proc. of the Fourth Intern. Conference on Ionisation Phenomena in Gases, Uppsala 1959, 1065
- 4) H. Beerwald, P. Bogen, T. El-Khalafawy, H. Fay, E. Hintz, H. Kever, Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg 1961